

УДК 621.396.6

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ**Бердников Г. К., Липатова А. А., Токарев Р. Р., Хмызников М. И.****научные руководители Егоров Н. М., Левицкий А. А.****Сибирский федеральный университет****Институт инженерной физики и радиоэлектроники**

В настоящее время *TCAD* (*Technology Computer – Aided Design*) – технология автоматизированного проектирования является основным инструментом, используемым при разработке полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем (ИМС) [1-4]. Вместе с тем, для успешного освоения систем *TCAD* необходимо формирование базовых знаний в области физических основ микроэлектроники, что предполагает изучении принципов работы полупроводниковых приборов на основе упрощенных моделей. Целью данной работы является создание и анализ одномерной модели полевого транзистора с барьером Шоттки.

1. Модель переноса заряда

Рассмотрим упрощенную модель полевого транзистора с барьером Шоттки [5, 6]. Данная модель позволяет найти одномерные распределения концентрации носителей, напряженности электрического поля (и потенциала) в направлении протекания тока вдоль канала прибора (рис. 1.).

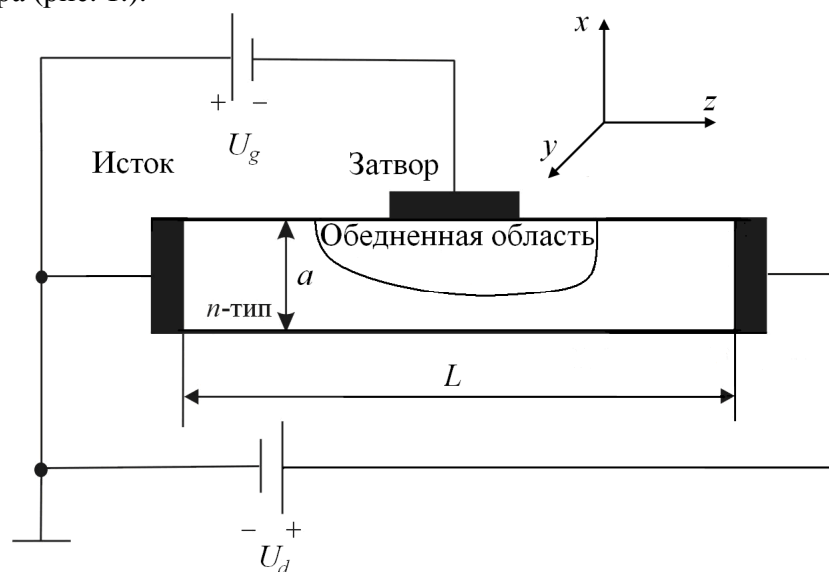


Рис. 1. Модель полевого транзистора

В соответствии с рассматриваемой моделью параметры полупроводника, электрический потенциал и другие величины считаются постоянными в поперечном сечении канала и изменяются только вдоль координаты z . Перенос заряда в полупроводнике с электронным типом проводимости описывается одномерным уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E_z(z,t)}{\partial z} = \frac{\rho(z,t)}{\epsilon} = \frac{q}{\epsilon} [n_e(z,t) - N_0(z)], \quad (1)$$

где $E_z(z,t)$ – напряженность электрического поля вдоль z , $\rho(z,t)$ – объемный заряд, q – элементарный заряд, ε – диэлектрическая проницаемость, $n_e(z,t)$ – концентрация носителей заряда, $N_0(z)$ – равновесная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

Вторым уравнением, связывающим неизвестные распределения $E_z(z,t)$ и $n_e(z,t)$, является одномерное уравнение плотности тока

$$j(z,t) = qn_e(z,t)v(E_z) - qD_e \frac{\partial n_e(z,t)}{\partial z} + \varepsilon \frac{\partial E_z(z,t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где $qn_e(z,t)v(E_z)$ – ток проводимости, $v(E_z)$ – дрейфовая скорость носителей, $qD_e \varepsilon \frac{\partial n_e(z,t)}{\partial z}$ – диффузионный ток, D_e – коэффициент диффузии, $\varepsilon \frac{\partial E_z(z,t)}{\partial t}$ – ток смещения.

2. Модель для области затвора

При построении модели примем ряд допущений. Весь объем полупроводника разделен на две области – область под затвором, из которой вытеснены свободные электроны, и проводящий канал. Граница между этими областями полагается резкой. Через затвор протекает только ток смещения (емкостной), так как потенциал на затворе φ_g всегда меньше потенциального барьера контакта металл-полупроводник φ_b .

В районе управляющего электрода выделим ряд участков (рис.2), что соответствует делению, принятому для аналитических моделей. Средний (второй) участок расположен непосредственно под электродом. Первый и третий участки примыкают к среднему и расположены по краям электрода.

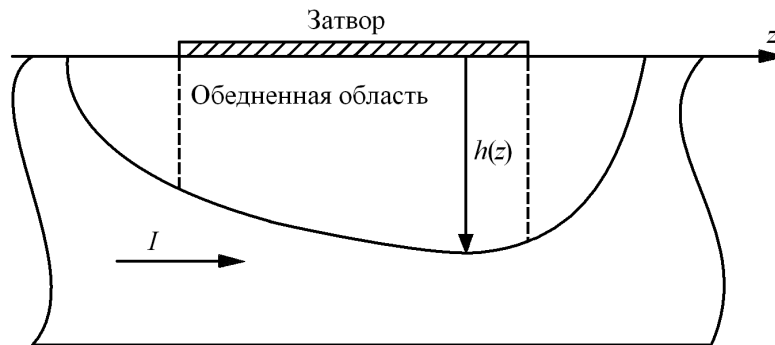


Рис. 2. Обедненная область под затвором

На среднем участке непосредственно под затвором глубина обеднения рассчитывается по формуле

$$h(z,t) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_0(z)} [\varphi(z,t) - \varphi_g(t) + \varphi_b]}, \quad (3)$$

где $\varphi(z,t)$ – электростатический потенциал, связанный с распределением поля в канале $E(z,t) = -\partial\varphi(z,t)/\partial z$, $\varphi_g(t)$ – потенциал затвора, φ_b – барьерный потенциал.

Вследствие полевого эффекта глубина обеднения под затвором увеличивается в направлении протекания тока в канале. Считается, что токовый канал никогда не может быть «пережат», что можно объяснить насыщением скорости электронов $v(E)$ в больших

полях, когда $E(z,t) \approx E_s$. В области сильных полей максимальная глубина обеднения равна

$$h(z,t) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_0(z)} [\varphi_0(t) - \varphi_g(t) + \varphi_b]}, \quad (4)$$

где $\varphi_0(t)$ – потенциал в полупроводнике под затвором, когда $E(z,t) = E_s$.

На первом и третьем участках граница обедненной области строится по радиусам $R_1(z,t)$ и $R_2(z,t)$, которые рассчитываются по вышеприведенным формулам для $h(z,t)$.

Ток в проводящем канале определяется как сумма:

$$i(z,t) = I_0(t) + i_g(z,t), \quad (5)$$

где ток затвора равен

$$i_g(t) = q \int_0^L S_g(z,t) \cdot \frac{\partial h(z,t)}{\partial t} dz, \quad (6)$$

$S_g(z,t)$ – сечение токового канала под затвором.

3. Численная модель

Для построения численной модели объединим уравнения (1) и (2) путем подстановки (1) в (2), в результате чего получим:

$$\frac{\partial E_z(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[j(z,t) - \varepsilon \frac{\partial E_z(z,t)}{\partial z} v(E_z) + qN_0 v(E_z) + \varepsilon D_e \frac{\partial^2 E_z(z,t)}{\partial z^2} \right]. \quad (7)$$

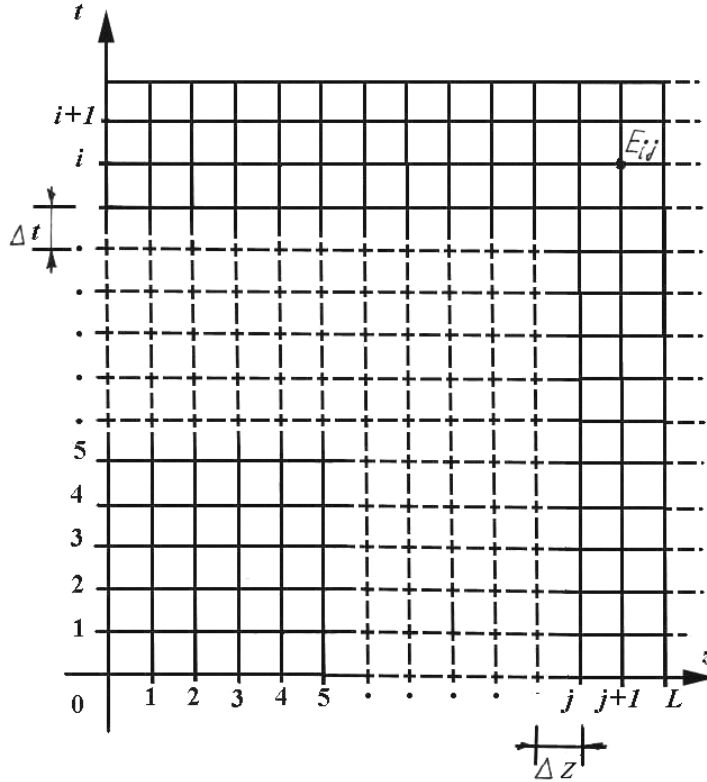


Рис. 3. Сетка в координатах t и z

Расчет будем проводить с помощью численной модели, использующей конечно-разностную аппроксимацию (7) на основе прямоугольной сетки в координатах t и z (рис.3), где i – индекс узлов сетки по переменной t , а j – индекс узлов по координате z .

Используя эту сетку, запишем производные $\partial E(z,t)/\partial t$ и $\partial E(z,t)/\partial z$ в конечно-разностном виде:

$$\frac{\partial E}{\partial z} \approx \frac{E_{i+1,j} - E_{i,j}}{\Delta z}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} \approx \frac{E_{i,j+1} - E_{i,j}}{\Delta t}.$$

Аналогичным образом получим аппроксимацию для второй производной $\partial^2 E(z,t)/\partial z^2$:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right) \approx \frac{\left(\frac{E_{i+1,j} - E_{i,j}}{\Delta z} \right) - \left(\frac{E_{i,j} - E_{i-1,j}}{\Delta z} \right)}{\Delta z} = \frac{E_{i+1,j} - 2E_{i,j} + E_{i-1,j}}{\Delta z^2}.$$

Тогда на основании (7) запишем

$$E_{i,j+1} = E_{i,j} + \Delta t \left[\frac{1}{\epsilon S_i} I_0 + D \frac{E_{i+1,j} - 2E_{i,j} + E_{i-1,j}}{\Delta z^2} - \frac{q}{\epsilon} N_0 v_{i,j} \right]. \quad (8)$$

В качестве дополнительных условий для данного уравнения будем использовать условие равенства нулю напряженности поля на границах рассматриваемой области $z = 0 \dots L$, то есть $E(z,t) = 0$ при $z = 0$ и $z = L$. На левой и правой границах рассматриваемой области $z = 0$ это условие может быть эквивалентно наличию высоколегированного n^+ полупроводникового слоя.

В качестве другого условия (по переменной t) используется условие равенства нулю напряженности поля в полупроводнике в начальный момент времени: $E(z,t) = 0$ при $t = 0$, так что $E_{i,j} = 0$ при $i = 0$.

В представленном виде решение задачи сводится к расчету $E(z,t)$ с помощью соотношения (8) по так называемой явной схеме.

Процедура расчета реализована в программе MathCAD. Описание протокола и результаты расчета здесь не приводятся ввиду ограниченного объема работы.

Выводы

Представленная одномерная модель позволяет наглядно изучить физические принципы работы полевого транзистора с барьером Шоттки, позволяет оперативно определить характеристики транзистора, задав желаемые параметры и режим работы по постоянному току.

Список литературы

1. Simon L. Yue F. *3D TCAD Simulation for Semiconductor Processes, Devices and Optoelectronics*. New York : Springer, 2012. – 292 p.
2. Hellings G., De Meyer K. *High Mobility and Quantum Well Transistors: Design and TCAD Simulation* // Springer Series in Advanced Microelectronics 42, Springer Netherlands, 2013. – 140 p.
3. Асессоров, В. В. Моделирование полевых полупроводниковых приборов в САПР ISE TCAD: Учебное пособие / В. В. Асессоров, Г. В. Быкадорова, А. Ю. Ткачев. – Воронеж: ИПЦ ВГУ, 2007. – 27 с.
4. Перепеловский, В. В. Приборно-технологическое моделирование электронных устройств в среде Synopsys Sentaurus TCAD : Лабораторный практикум / В. В. Перепеловский, Н. И. Михайлов, В. В. Марочкин. – СПб. : Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. – 51 с.
5. W. Shockley, A unipolar "field-effect" transistor, Proc. Of the I.R.E., V.47, 11, 1365 (1959).
6. Копаенко В. К., Романюк В. А. Одномерная модель СВЧ полевого транзистора с затвором Шоттки // Изв.ВУЗов, Радиоэлектроника, 1981, т. XXIV, №10, С.39-43.